ROK I. WARSZAWA, CZERWIEC 1938. ZESZYT 2.

KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

CZASOPISMO NAUKOWE
POŚWIĘCONE SPRAWOM TELEKOMUNIKACJI
WYDAWANE PRZEZ STOWARZYSZENIE TELETECHNIKÓW POLSKICH
PRZY POPARCIU MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW.

Adres Redakcji i Administracji: Warszawa, Plac Napoleona 10, tel. 343-77.

Prenumerata roczna wynosi zł 2.—

TREŚĆ Nr 2.

SOMMAIRE DU No 2.

STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI PRZY POMOCY OBWODU O STAŁYCH RÓWNOMIERNIE ROZŁOŻONYCH.

Prof. dr J. GROSZKOWSKI

(Dokończenie art. do str. 5 Nr. 1).

Rozpatrzy obecnie zależność od częstotliwości wszystkich wielkości wchodzących do wzorów (27).

W i e l k o ś ć u_k. Dla niewielkich linii, z jakimi mamy tu zazwyczaj do czynienia, jest $\alpha = a l$ na tyle małe, że można przyjmować

$$u \operatorname{tgh} \alpha \cong \alpha = a l = \frac{1}{2} L \sqrt{LC} \left(\frac{R}{L} + \frac{A}{C} \right) . \quad (28)$$

Ponieważ $A \cong 0$, przeto

$$u \cong \frac{1}{2} l \sqrt{LC} \cdot \frac{R}{L} = \frac{l}{2} R \sqrt{\frac{C}{L}} . \quad (29)$$

Oznaczając oporność, odpowiadającą częstotliwości podstawowej przez R_1, otrzymamy, zgodnie z wzorem (11a), dla częstotliwości $k\omega$

$$R_k = R_1 \sqrt{k} , \quad . . . . . \quad (30)$$

a przeto

$$u_k = u_1 \sqrt{k} , \quad . . . . \quad (31)$$

jeśli wprowadzimy oznaczenie

$$u_1 = \frac{l}{2} R_1 \sqrt{\frac{C}{L}} \quad . . . . \quad (32)$$

W i e l k o ś ć δ_k. Zgodnie ze wzorami (6) oraz (11a), dla $A=0$ jest δ odwrotnie proporcjonalen do $\sqrt{\omega}$, a przeto, oznaczając dla częstotliwości podstawowej

$$\delta_1 = \frac{R_1}{\omega_1 L} \quad . . . . . . \quad (33)$$

---

*) Dokończenie z zesz. 1 z marca 1938 r.

otrzymamy zależność dla częstotliwości $k\omega_1$:

$$\delta_k = \frac{\delta_1}{\sqrt{k}} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (34)$$

W i e l k o ś ć β_k. Ze wzoru (19) wynika zależność

$$\beta_k = k\beta = k\frac{\pi}{2}\frac{\omega_1}{\omega_0} = k\frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{\Delta\,\omega_0}{\omega_0}\right) \quad . \quad (35)$$

jeśli odchylenie częstotliwości podstawowej ω_1 od częstotliwości ω_0 oznaczymy przez $\Delta\,\omega_0$

$$\omega_1 = \omega_0 + \Delta\,\omega_0 \quad . \; . \; . \; . \quad (36)$$

Oznaczając w dalszym ciągu, dla krótkości,

$$\frac{\pi}{2}\frac{\Delta\,\omega_0}{\omega_0} = x \quad . \; . \; . \; . \quad (37)$$

wyrażenie (35) napiszemy

$$\beta_k = k\frac{\pi}{2} + kx \; . \; . \; . \; . \quad (38)$$

Zazwyczaj bywa

$$\frac{\Delta\,\omega_0}{\omega_0} \ll 1 \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (39)$$

a przeto

$$kx \ll \frac{\pi}{2} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (40)$$

W tych warunkach $\operatorname{tg}\beta_k$ może być wyrażony przez kąt $\beta_k = k\beta$, a mianowicie:

dla k nieprzystych (n)

$$\operatorname{tg}\beta_k = -\operatorname{ctg}\beta_k \cong -\frac{1}{kx} \; . \; . \; . \quad (41\,a)$$

dla k parzystych (p)

$$\operatorname{tg}\beta_k = \operatorname{tg}kx \cong kx \; . \; . \; . \; . \; . \quad (41b)$$

Podstawiając (31), (34) i (41) do 27 po przekształceniu otrzymamy

$$\left|\frac{1}{Z_k}\right|_{ur} = \begin{cases} \text{n.} \quad \dfrac{1}{Z_0(1+u_1^2 k^3 x^2)}\left[(1-u_1^2 k)kx + \dfrac{\delta_1 u_1}{2}(1+k^2x^2)\right] \; . \; . \; . \quad (42a) \\ \text{p.} \quad -\dfrac{1}{Z_0(u_1^2 k + k^2 x^2)}\left[(1-u_1^2 k)kx + \dfrac{\delta_1 u_1}{2}(1+k^2x^2)\right] \; . \; . \; . \quad (42b) \end{cases}$$

$$|Z_k|_{ur} = \begin{cases} \text{n.} \quad -\dfrac{Z_0}{k u_1^2 + k^2 x^2}\left[(1-u_1^2 k)kx + \dfrac{\delta_1 u_1}{2}(1+k^2x^2)\right] \; . \; . \; . \quad (43a) \\ \text{p.} \quad \dfrac{Z_0}{1+u_1^2 k^3 x^2}\left[(1-u_1^2 k)kx - \dfrac{\delta_1 u_1}{2}(1+k^2x^2)\right] \; . \; . \; . \quad (43b) \end{cases}$$

Dla małych tłumień jest

$$u_1 \ll 1, \quad \delta_1 u_1 \ll 1$$

oraz — wobec warunku (40)—

$$k^2 x^2 \ll 1\,.$$

Ponadto — jak pokazują przeliczenia — dla niezbyt dużych zawartości harmonicznych oraz niezbyt wysokich ich rzędów jest

$$k^2 x^2 \ll k u_1^2,$$

a przeto we wzorach (42) i (43) można pominąć wobec jedności — wyrazy w nawiasach okrągłych, jak również można pominąć $k^2 x^2$ wobec $k u_1^2$.

Otrzymujemy więc

$$\left|\frac{1}{Z_k}\right|_{ur} \begin{cases} \text{n.} \quad \dfrac{1}{Z_0}\left(kx + \dfrac{\delta_1 u_1}{2}\right); \; . \; . \; . \; . \quad (47a) \\ \text{p.} \quad -\dfrac{1}{Z_0 k u_1^2}\left(kx - \dfrac{\delta_1 u_1}{2}\right) \; . \; . \; . \quad (47b) \end{cases}$$

$$|Z_k|_{ur} = \begin{cases} \text{n.} \quad -\dfrac{Z_0}{k u_1^2}\left(kx + \dfrac{\delta_1 u_1}{2}\right) \; . \; . \; . \; . \quad (48a) \\ \text{p.} \quad Z_0\left(kx - \dfrac{\delta_1 u_1}{2}\right) \; . \; . \; . \; . \; . \quad (48b) \end{cases}$$

Z (47) otrzymujemy warunek (26a) dla harmonicznych napięcia w postaci równania

$$\frac{1}{Z_0}\left(x + \frac{\delta_1 u_1}{2}\right) - \frac{1}{Z_0 u_1^2}\sum_p \left(kx - \frac{\delta_1 u_1}{2}\right) m_k^2 + \frac{1}{Z_0}\sum_n k\left(kx + \frac{\delta_1 u_1}{2}\right) m_k^2 = 0 \quad . \quad (49a)$$

zaś z (48) dla harmonicznych prądu:

$$-\frac{Z_0}{u_1^2}\left(x + \frac{\delta_1 u_1}{2}\right) + Z_0\sum_p k\left(kx - \frac{\delta_1 u_1}{2}\right) n_k^2 - \frac{Z_0}{u_1}\sum_n \left(kx + \frac{\delta_1 u_1}{2}\right) n_k^2 = 0 \; . \; . \quad (49b)$$

Z równań (49), wyrażając δ_1 przez u_1, zgodnie z zależnością

$$\delta_1 = \frac{4}{\pi} u_1 \; . \; . \; . \; . \; . \quad (50)$$

wynikającą z równań (32) i (33), jak również wyrażając x przez $\Delta\omega_0$, zgodnie z (37), otrzymujemy

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = -\frac{4}{\pi^2}u_1^2 \frac{1 + \dfrac{1}{u_1^2}\sum\limits_p m_k^2 + \sum\limits_n k m_k^2}{1 - \dfrac{1}{u_1^2}\sum\limits_p k m_k^2 + \sum\limits_u k^2 m_k^2} =$$

$$= -\frac{4}{\pi^2}u_1^2\left[1 + \frac{1}{u_1^2}\sum_p (k+1) m_k^2 - \sum_n k(k-1) m_k^2\right] \; . \; . \; . \quad (51a)$$

względnie

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = -\frac{4}{\pi^2}u_1^2 \frac{1 + \dfrac{1}{u_1^2}\sum\limits_p k n_k^2 + \sum\limits_n n_k^2}{1 - u_1^2\sum\limits_p k^2 n_k^2 + \sum\limits_n k n_k^2} =$$

$$=-\frac{4}{\pi^2}u_1^2\left[1+u_1^2\sum_p k(k+1)n_k^2-\right.$$
$$\left.-\sum_n (k-1)n_k^2\right]. \quad . \quad . \quad . \quad (51b)$$

W stanie granicznym pracy układu generacyjnego, gdy $m_k=0$ i $n_k=0$ wyrażenia (52) dają

$$\frac{\Delta\omega'}{\omega_0}=-\frac{4}{\pi^2}u_1^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52)$$

Licząc zmiany częstotliwości (wywołane odchyleniem od stanu granicznego) od częstotliwości w stanie granicznym, określonej przez (52), napiszemy równania (51) jako

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}=\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}-\frac{\Delta\omega'}{\omega_0}=-\frac{4}{\pi^2}\left[\sum_p (k+1)m_k^2-\right.$$
$$\left.-u_1^2\sum_n k(k-1)m_k^2\right] \quad . \quad . \quad . \quad (53a)$$

względnie

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}=\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}-\frac{\Delta\omega'}{\omega_0}=-\frac{4}{\pi^2}{}_1u^2\left[u_1^2\sum_p k(k+1)n_k^2-\right.$$
$$\left.-\sum_n (k-1)n_k^2\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53b)$$

Ponieważ $k>2$, przeto (53) można uprościć, pisząc

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\cong-\frac{4}{\pi^2}\left[\sum_p k m_k^2-u_1^2\sum_n k^2 m_k\right] \quad . \quad . \quad (54a)$$

względnie

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\cong-\frac{4}{\pi^2}u_1^2\left[\sum_p k^2 n_k^2-\sum_n k n_k\right] \quad . \quad . \quad (54b)$$

Działanie stabilizacyjne obwodu o stałych równomiernie rozłożonych.

Ze wzorów (22a) i (23) znajdujemy oporność pozorną obwodu dla pulsacji $k\omega$ jako

$$Z_k=Z_0\sqrt{1+\frac{\delta_k^2}{4}}\cdot\sqrt{\frac{u_k^2+\mathrm{tg}^2\beta_k}{1+u_k^2\,\mathrm{tg}^2\beta}} \quad . \quad . \quad (55a)$$

albo, biorąc pod uwagę warunek (9), napiszemy

$$Z_k\cong Z_0\sqrt{\frac{u_k^2+\mathrm{tg}^2\beta_k}{1+u_k^2\,\mathrm{tg}^2\beta_k}} \quad . \quad . \quad . \quad (55b)$$

Przyjmując — w pierwszym przybliżeniu — jak dla pracy w stanie granicznym

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\cong\frac{\Delta\omega'}{\omega}=-\frac{4}{\pi^2}u_1^2$$

albo — zgodnie z (37) —

$$x=\frac{2}{\pi}u_1^2,$$

otrzymujemy:
dla k nieparzystych

$$\mathrm{tg}\,\beta_k=-\frac{1}{kx}=\frac{\pi}{2ku_1^2} \quad . \quad . \quad . \quad (56a)$$

dla k parzystych

$$\mathrm{tg}\,\beta_k=kx=-\frac{2ku_1^2}{\pi} \quad . \quad . \quad . \quad (56b)$$

Podstawiając (58) i (31) do (55b), będziemy mieli dla k nieparzystych:

$$Z_k\cong\frac{Z_0}{u_1\sqrt{k}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57a)$$

bowiem

$$\frac{\pi^2}{4ku_1^2}\gg 1$$

Dla k parzystych:

$$Z_k\cong u_1\sqrt{k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57b)$$

gdyż

$$\frac{4ku_1^2}{\pi^2}\ll 1.$$

Ponieważ $U_1\ll 1$, przeto dla harmonicznych nieparzystych oporność pozorna obwodu jest duża, podczas gdy dla parzystych mała.
W tych warunkach m_k dla k parzystych, zaś n_k dla k nieparzystych, osiągają bardzo małe wartości, a zatem w wyrażeniach (55) można pominąć wyrazy zawierające odpowiednie sumy. Równania (54) można więc będzie napisać jako

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\cong\frac{4}{\pi^2}u_1^2\sum_n k^2 m_k^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (58a)$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\cong\frac{4}{\pi^2}u_1^2\sum_p k^2 n_k^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (58b)$$

Porównywując wzory (1) dla obwodu stałych skupionych ze wzorami (58) dla obwodu o stałych rozłożonych, widzimy wielką różnicę w działaniu stabilizacyjnym na korzyść obwodów o stałych równomiernie rozłożonych.

Działanie stabilizacyjne obwodu nieodkształcającego.

Dla obwodu nieodkształcającego o stałych równomiernie rozłożonych, a więc takiego, dla którego spełniony jest warunek

$$\frac{R}{\omega L}=\frac{A}{\omega C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (59)$$

będziemy mieli

$$\delta_0=0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

Jeśli przyjmiemy — dla uproszczenia rozważań — że zależność A od częstotliwości wyraża się podobną funkcją, jak R_1, czyli, że dla harmonicznej rzędu k będzie

$$A_k=A_1\sqrt{k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

wówczas dla wszystkich częstotliwości będzie

$$Z_k=Z_0=\sqrt{\frac{L}{C}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (62)$$

rzeczywiste, zaś

$$\delta_1=0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (63)$$

We wzorach na Z_k i $\frac{1}{Z_k}$ znikają wyrazy δ_1, a przeto wyrażenia (49) przechodzą w następujące:

$$\frac{1}{Z_0} x - \frac{1}{u_1^2 Z_0} \sum_p k x m_k^2 +$$

$$+ \frac{1}{Z_0} \sum_p k^2 x m_k = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (64a)$$

względnie

$$-\frac{Z_0}{u_1} x + Z_0 \sum_p k^2 x n_k^2 -$$

$$- \frac{Z_0}{u_1^2} \sum_n k x n_k^2 = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (64b)$$

Skąd otrzymujemy warunek

$$x = 0, \; 1 - \frac{1}{u_1^2} \sum_p k m_k^2 + \sum_n k^2 m_k^2 = 0 \; (65a, 66a)$$

względnie

$$x = 0, \; -\frac{1}{u_1^2} + \sum_p k^2 n_k^2 - \sum_n k n_k^2 = 0 \; (65b, 66b)$$

Wobec tego, iż warunek (66) może nie być spełniony ze względu na dowolnie wybrany kształt charakterystyk układu pobudzającego (dynatronu), przeto musi być spełniony warunek (65)

$$x = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta \omega}{\omega_0} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (67)$$

czyli

$$\Delta \omega = 0$$

W stanie granicznym, zgodnie z (53), przy uwzględnieniu (50) oraz (65) będzie

$$\frac{\Delta \omega'}{\omega} = 0$$

czyli częstotliwość będzie określona wzorem (15) jako

$$\omega = \omega_0 = \frac{\pi}{2 l \sqrt{L C}}$$

i nie powinna zależeć od stanu pracy układu generacyjnego.

Tak więc obwód nieodkształcający powinien idealnie stabilizować częstotliwość. Dzieje się dzięki temu, że oporność takiego obwodu dla podstawowej oraz dla wszystkich harmonicznych jest rzeczywista, a więc przy zmianie zawartości harmonicznych, zachodzącej np. ze zmianą warunków zasilania, nowy jej stan nie wymaga zmiany częstotliwości podstawowej, gdyż nie nastąpiło naruszenie równowagi energii urojonej w obwodzie, a przeto nie zaszła konieczność jej wyrównywania przez zmianę tej częstotliwości.

W powyższych rozważaniach nie wzięto pod uwagę pojemności (skupionej), jaką wnosi układ pobudzający, dołączony do zacisków obwodu o stałych równomiernie rozłożonych. Pojemność ta niewątpliwie spowoduje pogorszenie własności stabilizacyjnych obwodu, bowiem jej oporność pozorna jest urojona i jest funkcją częstotliwości. Wpływ ten będzie tym mniejszy, im stosunek pojemności skupionej do pojemności obwodu będzie mniejszy.

Rozważania na ten temat będą przedmiotem oddzielnej pracy.

MODULACJA I DETEKCJA Z LAMPAMI O DUŻYM OPORZE WEWNĘTRZNYM W ZASTOSOWANIU DO CELÓW TELEFONII NOŚNEJ.

Inż. MIKOŁAJ PAWŁOW.

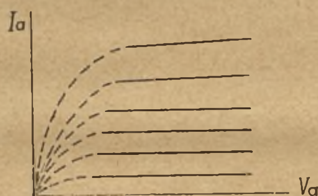
I. Wstęp.

Zagadnienia modulacji i detekcji komplikują się znacznie, w miarę zmniejszania stosunku częstotliwości nośnej do częstotliwości akustycznej modulującej. Ma to, miejsce między innemi przy telefonii nośnej, gdzie częstotliwość fali nośnej może być powiedzmy 5 *kc*, zaś najwyższa częstotliwość akustyczna, jaką należy jeszcze przenieść wynosi 2 700 *c*, zatem stosunek fn/fm może być rzędu 2. Dla odfiltrowania niepożądanych częstotliwości powstających przy modulacji względnie detekcji, nie wystarcza już obwód rezonansowy, względnie kondensator, potrzebne są specjalne filtry. Pomimo to pewnych częstotliwości nie można odfiltrować, ponieważ trafiają one w pasmo przepuszczania filtrów i wywołują zniekształcenia.

Należy zatem dokładnie zdać sobie sprawę z tego, jakie częstotliwości powstają przy procesach modulacji, względnie detekcji, oraz za pomocą doboru odpowiednich warunków pracy unikać powstawania pewnych częstotliwości. Wyłania się jeszcze kwestia dopasowania filtru do źródła energii, tj. do modulatora względnie detektora, a co zatem idzie określenie oporności wewnętrznej źródła, dla pewnych warunków pracy. Jeśli chodzi o detektor, to istnieją metody, które pozwalają wyznaczyć siłę elektromotoryczną i opór wewnętrzny generatora akustycznej częstotliwości zastępującego detektor, co pozwala odpowiedni filtr zaprojektować. Jednak w lampach trójelektrodowych, ze względu na mogące powstać zniekształcenia wymaga się od takiego filtru, by posiadał stałą oporność wejściową w pasmie przepuszczania, względnie aby jego opór wejściowy

nie był mniejszy od pewnego oporu. Gorzej natomiast przedstawia się sprawa z modulatorem. Opór wewnętrzny lampy trójelektrodowej pracującej jako modulator, zależy od punktu pracy w ten sposób, że trudno zastąpić ją źródłem o stałym oporze wewnętrznym, poza tym niema metod, które by pozwoliły w łatwy sposób go wyznaczyć. Z przyczyn podobnych jak przy detektorze, filtr modulatora wymagany jest również o stałym oporze wewnętrznym. Otóż trudności te odpadają zupełnie przy zastosowaniu lamp o dużym oporze wewnętrznym takich, jak ekranowane, pentody lub lampy typu oktody. Dlaczego tak jest, można zrozumieć rozpatrując charakterystyki $I_a = f(V_a)$ dla różnych V_{sn}, gdzie V_{sn} jest napięciem siatek sterujących. Charakterystyki te dla wszystkich wymienionych lamp mają, od pewnego napięcia anodowego począwszy, poniżej którego podczas pracy nie schodzimy, kształt jak na rys. 1.

Można zatem przyjąć, że ρ_a nie zależy od V_s, czyli niezależnie od tego czy lampa pracuje jako wzmacniacz, detektor, lub modulator, opór wewnętrzny lampy jest stale ten sam i równy oporowi statycznemu. Aby uniknąć zniekształceń, należy zamknąć ją na opór znacznie mniejszy od oporu wewnętrznego, a zatem ewentualny wzrost ρ_a dla bardziej ujemnych potencjałów siatek, będzie bez znaczenia. Zastosowanie powyższych



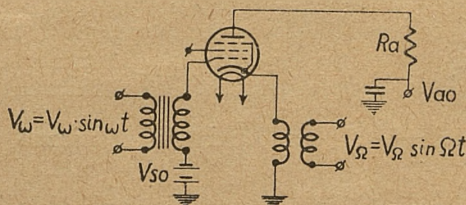
RYS. 1.

lamp do celów telefonji nośnej, ułatwia należyte dopasowanie filtrów, zmniejsza stawiane im wymagania (odpada kwestja oporu wejściowego), poza tym pozwala projektować na podstawie charakterystyk statycznych. Natomiast kwestja powstawania szkodliwych częstotliwości przy modulacji, względnie detekcji, pozostaje w dalszym ciągu aktualną. Zajmiemy się nią teraz nieco bliżej.

II. Pentoda względnie lampa ekranowana pracujące jako:

1. Modulator siatkowy. 2. Detektor anodowy.

1. Przypuśćmy, że lampa pracuje w układzie jak na rysunku 2, oraz, że $R_a \ll \rho_a$. Jeśli $i_a = f(x)$ jest równaniem charakterystyki statycznej lampy, to prąd anodowy dla $x = V_{so} + V_\Omega \cos \Omega t$ wyrazi się jako $i_a = f(V_{so} + V_\Omega \cos \Omega t)$.

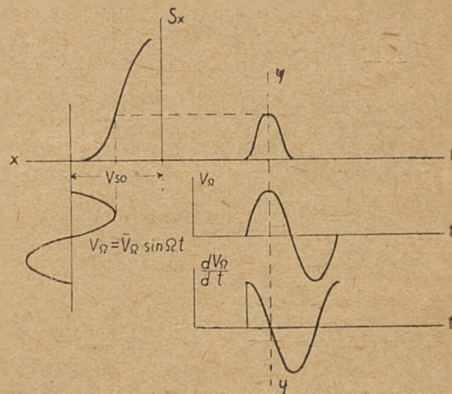


RYS. 2.

Weźmy pochodną i_a względem czasu.

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{df(x)}{dx} \cdot \frac{dx}{dt}; \quad \text{oznaczmy} \quad \frac{df(x)}{dx} = S_x$$

wtedy $di_a = S_x \cdot \frac{dx}{dt} \cdot dt$ oznacza różniczkę i_a w czasie, którą możemy napisać jako $di_a = S_x . dx$ (1). Przypuśćmy, że przebieg nachylenia charakterystyki statycznej lampy w zależności od początkowego potencjału siatki, to znaczy przebieg $S_x = f(x)$ podany jest na rys. 3.



RYS. 3.

Wartości S_x dla dowolnego czasu t, możemy łatwo wyznaczyć rzutując poszczególne punkty V_Ω na krzywą $S_x = f(x)$ tak, jak wskazuje rys. 3. Prawa strona rysunku 3-go podaje przebieg $S, V_\Omega, \frac{dV_\Omega}{d^t}$ w funkcji czasu. Ponieważ V_Ω jest periodyczną funkcją czasu, S_x będzie również periodyczną funkcją czasu. Możemy zatem rozłożyć S_x na szereg Fouriera, jednak należy uwzględnić, że S_x związane jest z V_Ω (interesuje nas bowiem iloczyn $S_x dx$), zatem początek współrzędnych w czasie dla wszystkich krzywych, musi być ten sam. Obieramy dla uproszczenia początek współrzędnych w punktach przecięcia się prostej yy z osiami czasu, tak jak pokazane jest na rys. 3.

Wtedy:

$$V_\Omega = \bar{V}_\Omega \cos \Omega t$$

$$\frac{dV_\Omega}{dt} = -\bar{V}_\Omega \sin \Omega t$$

oraz

$$S = S_0 + S_1 \cos \Omega t + S_2 \cos 2 \Omega t + \ldots \quad (2)$$

Równanie przyrostów prądu anodowego wyraża się zatem wzorem 3

$$di_a = \left[S_0 + \sum_{n=1}^{n=n} S_n \cos n \Omega t \right] d(\bar{V}_\Omega \cos \Omega t) \quad . \quad (3)$$

zaś prąd anodowy

$$i_a = \int \left[S_0 + \sum_{n=1}^{n=n} S_n \cos n \Omega t \right] d(\bar{V}_\Omega \cos \Omega t) + C$$

Korzystając ze wzoru $\cos nx \sin x = \frac{1}{2}[\sin(n+1)x - \sin(n-1)x]$ możemy napisać wzór ostateczny

$$i_a = \left[S_0 - \frac{1}{2}S_2\right]\bar{V}_\Omega \cos\Omega t +$$

$$+ \frac{\bar{V}_\Omega}{2n}\sum_{n=2}^{n=n}[S_{n-1} - S_{n+1}]\cos n\Omega t + C$$

Stałą C możemy wyznaczyć zakładając zgodnie z rys. 4 że dla $\omega t = \pi/2$ $i_a = i_{ao}$, gdzie i_{ao} jest prądem początkowym odpowiadającym V_{so} dla $V_\Omega = 0$, Wówczas

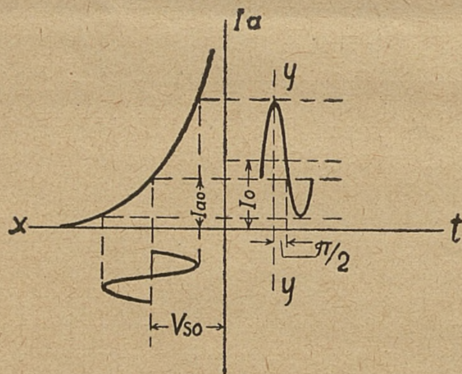
$$i_{ao} = \frac{\bar{V}_\Omega}{2n}\sum_{n=2}^{n=n}[S_{n-1} - S_{n+1}]\cos n\,.\,\pi/2 + C$$

Wyznaczając z poprzedniego równania C i podstawiając do wzoru na i_a mamy:

$$i_a = i_{ao} - \frac{\bar{V}_\lambda}{2n}\sum_{n=n}^{n=2}[S_{n-1} - S_{n+1}]\cos n\,.\,\pi/2 +$$

$$+ \left[S_0 - \frac{1}{2}S_2\right]\bar{V}_\Omega \cos\Omega t +$$

$$+ \frac{\bar{V}_\Omega}{2n}\sum_{n=2}^{n=n}[S_{n-1} - S_{n+1}]\cos n\Omega t \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$



RYS. 4.

Oznaczając wartość średnią i_a przez i_o mamy:

$$i_0 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} i_a\, d\,\Omega t = i_{ao} -$$

$$- \frac{\bar{V}_\Omega}{2\pi}\sum_{n=2}^{n=n} S_{n-1} - S_{n+1}]\cos n\,.\,\pi/2 \quad . \quad . \quad (5)$$

Wzór 5 określa prąd stały płynący w obwodzie anodowym lampy, jeśli na siatce mamy przyłożone napięcie $V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos\Omega t$.

We wzorze 4 określone są prądy o częstotliwościach Ω, 2Ω i t. d. Wszystkie te prądy możemy w obwodzie anodowym pomierzyć. Prąd stały wskaże miliamperomierz prądu stałego.

Prądy harmoniczne pomierzymy, mierząc spadki napięć poszczególnych harmonicznych na obwodzie rezonansowym, nastrojonym na częstotliwość odpowiedniej harmonicznej. Wypiszmy wielkości poszczególnych prądów. Korzystając ze wzorów 4, 5, oznaczając amplitudę prądu odpowiedniej harmonicznej przez i_n, zaś prąd stały przez i_0, mamy dla danego V_{so} i V_Ω

$$i_0 = i_{ao} - \frac{\bar{V}_\Omega}{2n}\sum_{n=2}^{n=n}[S_{n-1} - S_{n+1}]\cos n\,.\,\pi/2$$

$$i_1 = \left[S_0 - \frac{1}{2}S_2\right].\,\bar{V}_\Omega$$

$$i_2 = \frac{1}{2\,.\,2}[S_1 - S_3]\,\bar{V}_\Omega$$

$$i_3 = \frac{1}{2\ 3}[S_2 - S_4]\bar{V}_\Omega$$

$$i_n = \frac{1}{3\,.\,n}[S_{n-1} - S_{n-1}]\,\bar{V}_\Omega \quad . \quad . \quad (6)$$

Równanie prądu anodowego wyraża się zatem wzorem następującym.

$$i_a = i_0 + i_1\cos\Omega t + i_2\cos 2\Omega t + \ldots + i_n \cos n\Omega t.$$

Jeżeli będziemy zmieniać początkowy potencjał siatki V_{so} przy stałej amplitudzie napięcia wzbudzającego $\bar{V}_\Omega$, to spółczynniki S_n (wzór 2) będą oczywiście funkcją V_{so}, więc prądy i_0, i_1, i_2, i t. d., też będą funkcją V_{so}, wynika to ze wzoru 6.

Możemy więc napisać:

$$i_0 = f_0(V_{so})$$

$$i_1 = f_1(V_{so})$$

$$i_2 = f_2(V_{so})$$

$$. \quad . \quad . \quad .$$

$$i_n = f_n(V_{so}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Jeżeli początkowy potencjał siatki będziemy zmieniać z pewną częstotliwością ω, to znaczy, że potencjał ten wyrazi się wzorem

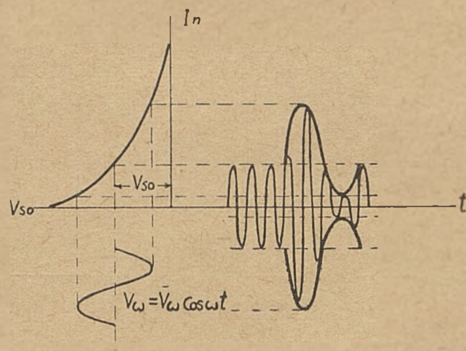
$$V'_{so} = V_{so} + \bar{V}_\omega \cos\omega t.$$

to amplitudy i_n będą się zmieniać odpowiednio do równań 7.

Pierwsze z równań 7 mówi o kształcie składowej prądu anodowego częstotliwości $\frac{1}{2\pi}\omega$, następnie możemy rozpatrywać jako charakterystyki statyczne modulacji dla 1, 2 i t. d. harmonicznych prądu anodowego.

Jeżeli zależności ujęte wzorami 7 nie będą linjami prostemi, będzie to oznaczało, że przy modulacji będą powstawać harmoniczne częstotliwości $\frac{1}{2\pi}\omega$, oraz każda harmoniczna częstotliwości $\frac{1}{2\pi}\Omega$ będzie modulowana nietylko czę-

stotliwością $\frac{1}{2\pi}\omega$, lecz także jej harmonicznymi. Wynika to stąd, że obwiednia prądu o pulsacji Ω lub $n.\Omega$ będzie zniekształconą sinusoidą o pulsacji podstawowej ω, jak widać z rysunku 5.



RYS. 5.

Załóżmy np., że chcemy mieć modulację jednowstęgową z falą nośną, to znaczy potrzebne nam są częstotliwości $\frac{\Omega}{2\pi}$ oraz $\frac{1}{2\pi}(\Omega - \omega)$, resztę musimy odfiltrować. Należy sobie zdać sprawę jakie częstotliwości mogą trafić do modulatora. Zwykle przed modulatorem jest filtr akustyczny obcinający częstotliwości powiedzmy od 2700 c, jednak tłumienie jego wzrasta dość wolno, tak, że dopiero można liczyć, że częstotliwość 4, lub nawet 5 kc, będzie dobrze stłumiona[2]).

Załóżmy, że do modulatora mogą trafić częstotliwości do 4 *kc*. Oprócz tego załóżmy, że częstotliwość fali nośnej wynosi 8100 *c*, oraz, że filtr linjowy nadajnika ma częstotliwości graniczne 8100 *c* i 5400 *c*. Szkodliwe mogą być częstotliwości odpowiadającym pulsacjom:

$$2\omega,\ 3\omega,\ \Omega - 2\omega,\ \Omega - 3\omega,\ 2\Omega - 2\omega,\ 2\Omega - 3\omega;$$

Rozpatrzmy pokolei dlaczego.

2ω, 3ω i t. d. są to harmoniczne częstotliwości akustycznej, które mogą trafić w pasmo przepuszczania filtrów linjowych i dać w odbiorniku ton $\frac{1}{2\pi}(\Omega - 2\omega)$. Np. jeżeli $\frac{\omega}{2\pi} = 3000$ *c*, $\frac{2\omega}{2\pi} = 6000\,c$ po detekcji w odbiorniku $\frac{\Omega - 2\omega}{2\pi} = 8100 - 6000 = 2100\,c$; zdejmując zatem krzywą przenoszenia, otrzymamy dla 3000 *c* tłumienie niższe niż wynikałoby to z charakterystyk filtrów linjowych, przy rozmowie będą się tworzyć tony kombinowane. Częstotliwości $\frac{\lambda - 2\omega}{2\pi}$ $\frac{\Omega - 3\omega}{2\pi}$ i t. d., są niedopuszczalne, bowiem oznaczają one zniekształcenie obwiedni fali modulowanej.

[2]) Nie opłaca się robić ten filtr bardziej stromym, ze względu na obecność innych filtrów nadajnika i odbiornika.

Wreszcie częstotliwości $\frac{1}{2\pi}(2\lambda - 2\omega)$, oraz $\frac{1}{2n}(2\lambda - 3\omega)$ są o tyle groźne, o ile wpadają w pasmo przepuszczania filtrów, wywołując równocześnie podobne efekty, jak harmoniczne częstotliwości modulującej. Dla przykładu $\frac{\omega}{2\pi} = 3000\ c$; $\frac{1}{2\pi}(2\Omega - 3\omega) = 2 \cdot 8100 - 3 \cdot 3000 = 16\,200 - 9\,000 = 7\,200\ c$ po detekcji w odbiorniku ton o częstotliwości

$$8\,100 - 7\,200 = 900\ c.$$

Należy więc unikać powstawania w modulatorze wymienionych częstotliwości, reszta częstotliwości natomiast, oprócz Ω i $\Omega - \omega$, należy odfiltrować, aby nie przeciążały siatki wzmacniacza.

Aby uniknąć powstawania niepożądanych częstotliwości, musimy dobrać charakterystyki $i_n = f(V_{so})$, oraz $i_o = f(V_{so})$, tak, aby były w pewnym obszarze linjami prostymi. Prostolinijność charakterystyki $i_o = f(V_{so})$ zapewni brak harmonicznych częstotliwości akustycznych $\frac{2\omega}{2\pi}, \frac{3\omega}{2\pi}$ i t. d. zaś prostolinijność charakterystyk $i_n = f(V_{so})$ będzie świadczyć o braku częstotliwości $\frac{1}{2\pi}(n\,.\,\Omega - k\,.\,w)$, gdzie $n \geqslant 1$, zaś $k \geqslant 2$.

Prostolinijność powyższych charakterystyk będzie zapewniona, jeżeli pochodne odpowiednich prądów względem V_{so} w obszarze pracy nie będą zależne od V_{so}. Celem określenia powyższych pochodnych, wróćmy do wzorów 6. Mając równanie charakterystyki statycznej lampy $i_a = f(x)$ dla $x = V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t$ wyraziliśmy prąd anodowy wzorem

$$i_a = i_o + i_1 \cos \Omega\,.\,t + i_2 \cos 2\Omega t + \ldots + i_n \cos n\Omega t \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

gdzie wartości spółczynników i_0 i_1 i t. d. podane są we wzorze 6. Spółczynniki te możemy określić jeszcze sposobem następującym. Ponieważ wzór 8 jest rozwinięciem prądu anodowego w szereg Fourier'a, spółczynniki i_0, i_1 określą się wzorami:

$$i_0 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} f(V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t)\, d\,\Omega t$$

$$i_n = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} f(V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t) \cos n\Omega t\,.\,d\,\Omega t$$

Rozpatrzmy pochodne $\frac{di_0}{dV_{so}}$ względnie $\frac{di_n}{dV_{so}}$

$$\frac{d\,i_0}{d\,V_{so}} = \frac{d}{d\,V_{so}}\left[\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} f(V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t)\, d\Omega t\right] =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d f (V_{so} + V_\Omega \cos \Omega t)}{d V_{so}} d \Omega t$$

ponieważ

$$\frac{d f (V_{so} + V_\Omega \cos \Omega t)}{d V_{so}} = \frac{d f (x)}{d x} \cdot \frac{d x}{d V_{so}} = S_x \, . \, 1 = S_x$$

zatem

$$\frac{d i_0}{d V_{so}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_x \, d \Omega t =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S (V_{so} + V_\Omega \, . \cos \Omega t) \, d \Omega t = S_0$$

analogicznie

$$\frac{d i_n}{d V_{so}} = S_n ; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

W zależności od stosunku $k = \Omega / \omega_{max}$ i oraz od rodzaju przenoszonego pasma (górne lub dolne), możemy się ograniczyć do rozpatrywania odpowiedniej ilości charakterystyk, przyczem dla celów praktycznych najbardziej interesujące są charakterystyki i_0, i_1, $i_2 = f (V_{so})$. Chcemy więc aby i_0, i_1, i_2 w pewnym zakresie były proporcjonalne, do V_{so}; zastanówmy się czy to jest możliwe. Ze wzorów 6 wynika, że

$$i_1 = \left[S_0 - \frac{1}{2} S_2 \right] V_\Omega = C_1 V_{so}$$

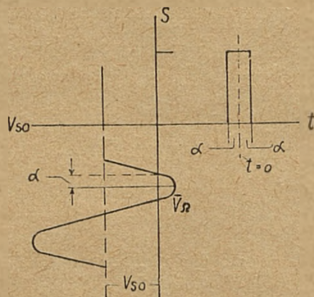
oraz

$$i_2 = \frac{1}{4} [S_1 - S_3] V_\Omega = C_2 V_{so}$$

zaś ze wzorów 9, wynika, że muszą być spełnione równania

$$S_0 = \text{const.}$$
$$S_1 = \text{const.}$$
$$S_2 = \text{const.}$$

Widzimy, że jeśli chodzi o pierwszą harmoniczną, to z jednej strony $\left[S_0 - \frac{1}{2} S_2 \right]$ ma być proporcjonalne do V_{so} zaś z drugiej S_0 i S_2 muszą nie zależeć od V_{so}, stąd wniosek, że teoretycznie



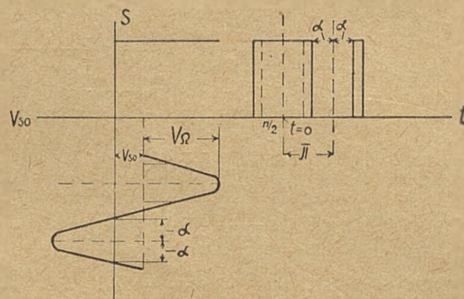
RYS. 6.

niemożliwa jest modulacja, przy której i_0, i_1, i_2 w pewnym zakresie były proporcjonalne do V_{so}. Praktycznie jednak dobierając odpowiednie warunki pracy, można uzyskać charak. i_0, i_1, i_2 w pewnym zakresie prostolinijnymi, względnie prawie prpstolinijnymi. Aby mieć pewne podstawy przy doborze warunków pracy, rozpatrzmy przebieg S_0, S_1, S_2; jeśli charak. statyczna układu jest linją prostą przyłożone jest napięcie wzbudzające o stałej amplitudzie

$$V_\Omega = V_\Omega \cos \Omega t ;$$

Zmieniajmy napięcie V_{so} w granicach od $V_{so} = + V_\Omega$ do $V_{so} = - V_\Omega$ t. j. wskazują rys. 6 i 7.

Rys. 6 odnosi się do V_{so} ujemnego, rys. 7 do V_{so} dodatniego.



RYS. 7.

Dla

$$V_{so} < 0 \quad S_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S \, d\alpha = \frac{S}{2\pi} \Big| \alpha \Big|_0^{2\alpha} = \frac{S}{\pi} \, . \, \alpha$$

$$V_{so} > 0 \quad S_0 = \frac{S}{2\pi} \Big| \alpha \Big|_0^{2\pi} = \frac{S}{2\pi} \Big| \alpha \Big|_0^{\pi - \alpha} + \frac{S}{2\pi} \Big| \alpha \Big|_{\pi + \alpha}^{2\pi} =$$

$$= \frac{S}{2\pi} [\pi - \alpha + 2\pi - \pi - \alpha] =$$

$$= \frac{S}{2\pi} (2\pi - 2\alpha) = \frac{S}{\pi} (\pi - \alpha)$$

Korzystając ze wzoru

$$S_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} S \cos n \, \alpha \, d\alpha = \frac{S}{\pi \, . \, n} \Big| \sin \, n \, \alpha \Big|_0^{2\pi}$$

mamy:

$$V_{so} < 0 \quad S_1 = \frac{S}{\pi} \Big| \sin \alpha \Big|_{-\alpha}^{+\alpha} = \frac{2S}{\pi} \sin \alpha$$

$$V_{so} > 0 \quad S_1 = \frac{S}{\pi} \Big| \sin \alpha \Big|_0^{180 - \alpha} + \frac{S}{\pi} \Big| \sin \alpha \Big|_{180 + \alpha}^{360} =$$

$$= \frac{S}{\pi} \{ [\sin (180 - \alpha)] + [- \sin (180 + \alpha)] \} =$$

$$= \frac{S}{\pi} (\sin \alpha + \sin \alpha) = \frac{2S}{\pi} \sin \alpha ;$$

$$V_{so} < 0 \quad S_2 = \frac{S}{2\pi} \Big| \sin 2\alpha \Big|_{-\alpha}^{+\alpha} = \frac{S}{\pi} \sin 2\alpha ;$$

$$V_{so} > 0 \quad S_2 = \frac{S}{\pi 2} \Big| \sin 2\alpha \Big|_0^{180 - \alpha} + \frac{S}{2\pi} \Big| \sin 2\alpha \Big|_{180 + \alpha}^{360} =$$

$$= \frac{S}{2\pi} \{[\sin(360 - 2\alpha) - \sin 0] +$$
$$+ [\sin 2 \cdot 360 - \sin(360 + 2\alpha)]\} =$$
$$= \frac{S}{2\pi} \{[-\sin 2\alpha] + [-\sin 2\alpha]\} =$$
$$= -\frac{S}{\pi} \sin 2\alpha;$$

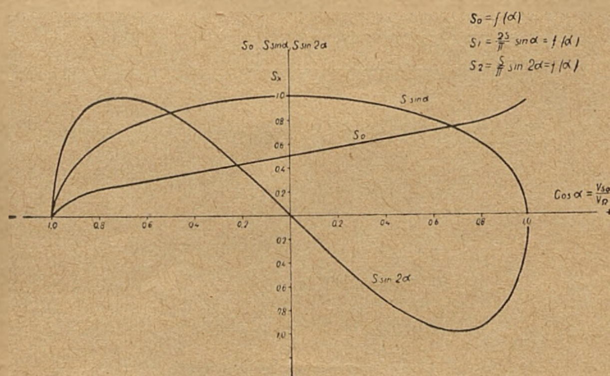
Wykreślmy zależność S_0, S_1, S_2 od $V_{so}/V_\Omega = \cos \alpha$.

Odpowiednie obliczenia ujęte są w tabeli poniżej.

TABELA 1.

$\cos\alpha = \frac{V_{so}}{V_\Omega}$	0	0,2	0,4	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
α	90^0	$78{,}5^0$	$66{,}5^0$	53^0	$45{,}5^0$	37^0	26^0	0
2α	180^0	157^0	133^0	106^0	91^0	74^0	52^0	0
$\frac{\alpha\pi}{180}$	$\pi/2$	$0{,}435\,\pi$	$0{,}37\,\pi$	$0{,}295\,\pi$	$0{,}253\,\pi$	$0{,}205\,\pi$	$0{,}145\,\pi$	0
$\pi - \frac{\alpha\pi}{180}$	$\pi/2$	$0{,}565\,\pi$	$0{,}63\,\pi$	$0{,}705\,\pi$	$0{,}747\,\pi$	$0{,}795\,\pi$	$0{,}855\,\pi$	π
$\sin\alpha$	1	0,98	0,916	0,8	0,7	0,61	0,438	0
$\sin 2\alpha$	0	0,391	0,732	0,961	~ 1	0,961	0,783	0

Na podstawie tablicy 1 wykreślone zostały na rys. 8 funkcje S_0; $S_1 \times \frac{\pi}{2} = S \sin\alpha$; $S_2 \times \pi = S \sin 2\alpha$ w zależności od $\bar{V}_{so}/\bar{V}_\Omega$;



RYS. 8.

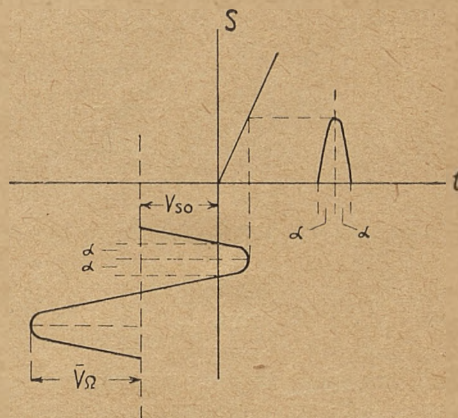
Wykreślmy jeszcze przebieg S_0 i S_1 w wypadku, gdy charakterystyka statyczna układu wyraża się równaniem $y = cx^2$ (rys. 9).

Jak wiadomo, S_0 i S_1 wyrażają się następującymi wzorami (dla V_{so} ujemnego)

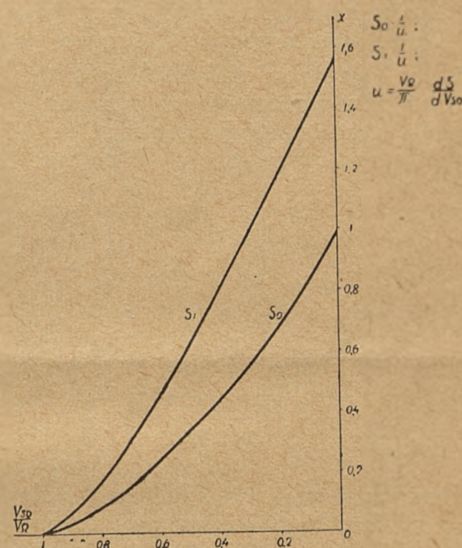
$$S_0 = \frac{\bar{V}_\Omega}{\pi} \cdot \frac{dS}{dV_{so}} \cdot (\sin\alpha - \alpha\cos\alpha)$$

$$S_1 = \frac{\bar{V}_\Omega}{\pi} \cdot \frac{dS}{dV_{so}} (\alpha - \sin\alpha\cos\alpha)$$

Na podstawie powyższych wzorów ułożona została tablica 2, którą ujęto następnie wykreślnie na rys. 10.



RYS. 9.

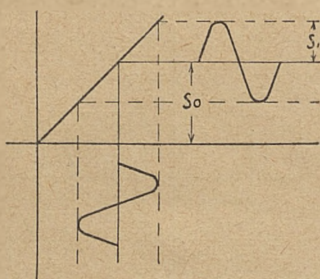


RYS. 10.

TABLICA 2.

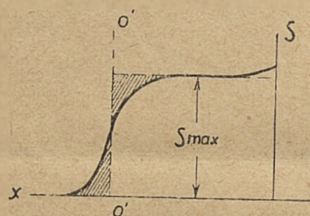
$\cos\alpha$	0	0,2	0,4	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
α	90^0	$78{,}5^0$	$66{,}5^0$	53^0	45,5	37^0	26^0	0
$\frac{\alpha}{180}\pi$	1,57	1,37	1,165	0,926	0,795	0,644	0,486	0
$\sin\alpha$	1	0,98	0,916	0,8	0,7	0,610	0,438	0
$\alpha\cos\alpha$	0	0,273	0,465	0,555	0,557	0,515	0,41	0
$\sin\alpha \cdot \cos\alpha$	0	0,196	0,366	0,48	0,49	0,488	0,395	0
$\sin\alpha - \alpha\cos\alpha$	1	0,707	0,451	0,245	0,143	0,095	0,028	0
$\alpha - \sin\alpha\cos\alpha$	1,57	1,174	0,8	0,446	0,305	0,156	0,061	0

Dla V_{so} dodatnich, większych niż $\bar{V}_\Omega$, S_0 będzie proporcjonalne do V_{so}, zaś S_1 nie będzie zależało od V_{so}, ilustruje to rys. 11.



RYS. 11.

Widzimy więc, że przy charakterystyce kwadratowej w żadnym wypadku nie osiągniemy niezniekształconej modulacji, z brakiem tonów kombinowanych w pasmie przepuszczania filtrów. Natomiast jeżeli chodzi o charakterystykę prostolinijną, jak to wynika z rys. 7, przy odpowiednio dużych $\bar{V}_\Omega$ i małych zmianach $\cos \alpha$, możemy z pewnym przybliżeniem osiągnąć odpowiednią modulację. Rzeczywisty kształt char. st. lampy będzie miał przebieg podobny jak na rys. 12. Jeśli

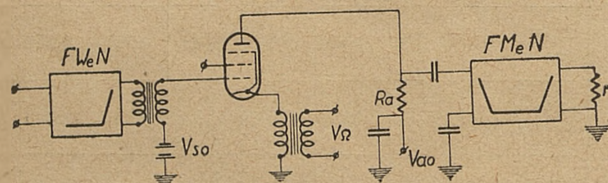


RYS. 12.

chodzi o rozumowanie przybliżone, można go zastąpić przebiegiem prostokątnym, o wysokości = Smax, tak jak na rys. 15 i stosować wyniki otrzymane dla char. prostolinijnej, pamiętając o tem, że osią zerową będzie teraz oś 0′ 0′. Takie ujęcie charakt. statycznej lampy będzie słuszne oczywiście tylko dla większych cos ~.

Mając dobrane doświadczalnie charak. i_0, i_1, $i_2 = f(V_{so})$, możemy określić amplitudę prądu akustycz. jako $S_0\ \bar{V}_\Omega$, amplitudę wstęgi bocznej, pierwszej harmonicznej, jako $\frac{1}{2} S_1 \bar{V}_\Omega$, oraz drugiej jak $\frac{1}{2} S_2 \bar{V}_\Omega$, fale nośne i_1, oraz i_2. Projektujemy modulator w układzie jak na rysunku 13.

Skrót FW_eN oznacza filtr wejściowy nadajnika, zaś $FMlN$—filtr międzylampowy nadajnika. Ostatni skrót pochodzi stąd, że między modula-



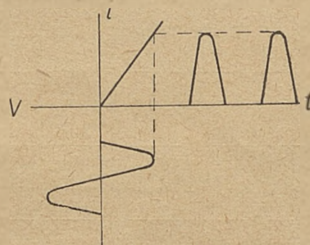
RYS. 13.

torem i linją jest zazwyczaj jeden stopień wzmocnienia.

FW_eN przepuszcza częstotliwości od 300 do 2 700 c, $FMlN$ zasadniczo powinien przepuszczać tylko żądaną wstęgą boczną, ewentualnie wraz z falą nośną. Mając siłę elektromotoryczną zastępczego źródła żądanej częstotliwości— $\frac{1}{2} . S_1 . \bar{V}_\omega \times \times R_a$ oraz jego opór wewnętrzny R_a nie mamy żadnych trudności przy projektowaniu $FMlN$, ponieważ oprócz odpowiedniego tłumienia nie stawiamy mu żadnych innych wymagań.

Dodatek 1.

Spróbójmy obliczyć prąd odkształcony dla charakt. prostolinijnej i sposobu pracy, podanego na rys. 14.



RYS. 14.

Równanie charakt. dla $V > 0$ jest $i = S . V$. Jak wiadomo prąd ten wyraża się wzorem

$$i = \frac{S\bar{V}}{\pi}\Big[1 + \frac{\pi}{2}\cos x + \frac{2}{1.3}\cos 2x -$$

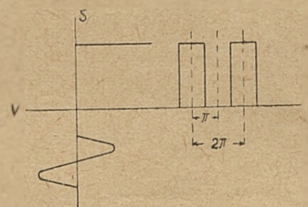
$$- \frac{2}{3.5}\cos 4x + \frac{2}{5.7}\cos 6x + \ldots \pm$$

$$\pm \frac{2}{m^2 - 1}\cos m x\Big],$$

gdzie $m =$ liczba parzysta.

Wyprowadzimy go metodą podaną w artykule.

Przebieg $S = f(v)$ podany jest na rys. 15.



RYS. 15.

$$S_0 = S/2; \quad S_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} S \cos nx\, dx = \frac{2\,S}{\pi\,.\,n}\Big|\sin n\,.\,x\Big|_{x=0}^{x=\pi/2}$$

dla $n = 2m + 1$ (to znaczy nieparzystego)

$$S = S/2 + \frac{2.S}{\pi}\cos x - \frac{2.S}{3\pi}\cos 3x +$$

$$+ \frac{2.S}{5.\pi}\cos 5x - \frac{2S}{7.\pi}\cos 7x + \frac{2S}{9\pi}\cos 9x + \ldots$$

Korzystając z równania 6 mamy:
Amplituda I harmonicznej.

$$Ih = i_1 = \left(S_0 - \frac{1}{2} S_2\right) \bar{V} = \left(\frac{S}{2} - 0\right)\bar{V} = \frac{1}{2} S\bar{V};$$

$$IIh = i_2 = \frac{1}{2 \cdot 2}(S_1 - S_3)\bar{V} =$$

$$= \left(\frac{2S}{\pi} + \frac{2S}{3\pi}\right)\frac{V}{4} = \frac{2S}{3\pi}\bar{V};$$

$$IIIh = i_3 = \frac{1}{2 \cdot 3}(S_2 - S_4)\bar{V} = 0;$$

$$IVh = i_4 = \frac{1}{2 \cdot 4}(S_3 - S_5)\bar{V} =$$

$$= \frac{V}{2 \cdot 4}\left(-\frac{2S}{3\pi} - \frac{2S}{5\pi}\right) = -\frac{2}{3 \cdot 5} \cdot \frac{S\bar{V}}{\pi}$$

$$IVh = i_6 = \frac{\bar{V}}{2 \cdot 6}\left(\frac{2 \cdot S}{\pi \cdot 5} + \frac{2S}{7\pi}\right) = \frac{2 \cdot S}{5 \cdot 7}\frac{\bar{V}}{\pi};$$

Prąd stały moglibyśmy znaleźć zakładając, że dla $x = \pi/2 - i_a = i_o$, ze względów rachunkowych założymy, że dla $x = \pi - i_a = i_o$;

$$i_0 = -\frac{\bar{V} \cdot S}{\pi}\left[-\pi/2 + \frac{2}{1 \cdot 3} - \frac{2}{3 \cdot 5} + \frac{2}{5 \cdot 7} - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{7 \cdot 9} + \frac{2}{9 \cdot 11} - \frac{2}{11 \cdot 13} + \ldots\right]$$

$$2\left(\frac{1}{1 \cdot 3} + \frac{1}{5 \cdot 7} + \frac{1}{9 \cdot 11} + \frac{1}{13 \cdot 15} + \ldots\right) = \pi/4;$$

weźmy sumę pierwszych 7 wyrazów szeregu

$$-\left(\frac{2}{3 \cdot 5} + \frac{2}{7 \cdot 9} + \frac{2}{11 \cdot 13} + \frac{2}{15 \cdot 17} + \ldots\right)$$

$$S_7 = -2 \cdot 0{,}1062;$$

$$i_0 \cong -\frac{S\bar{V}}{\pi}[-\pi/2 + \pi/4 - 2 \cdot 0{,}1062] =$$

$$= -S\bar{V}\left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{4} - 0{,}0675\right] =$$

$$= -S \cdot \bar{V}[-0{,}25 - 0{,}0675] =$$

$$= S \cdot \bar{V} \cdot 0{,}3175 \longrightarrow \frac{S\bar{V}}{\pi}$$

2. **Detektor anodowy.**

Wzory 6 określają prąd anodowy lampy, pracującej w układzie, jak na rys. 2 jeśli $i_a = f(x)$ jest równaniem charakterystyki statycznej lampy, oraz $x = V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t$. Wypiszmy je jeszcze raz.

$$i_a = i_0 + i_1 \cos \Omega t + i_2 \cos 2\Omega t + \ldots + i_n \cos n\Omega t$$

$$i_0 = i_{ao} - \frac{\bar{V}_\Omega}{2n}\sum_{n=2}^{n=n}[S_{n-1} - S_{n+1}] \cos n\pi/2$$

$$i_1 = \left(S_0 - \frac{1}{2} S_2\right)\bar{V}_\Omega$$

$$i_n = \frac{1}{2 \cdot n}(S_{n-1} - S_{n+1})\bar{V} \quad \text{dla } n \geqslant 2$$

przyczem również

$$i_0 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} f(V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t)\, d\Omega t$$

$$i_n = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} f(V_{so} + \bar{V}_\Omega \cos \Omega t) \cos n\Omega t \, . \, d\Omega t.$$

Rozpatrzmy następujące pochodne

$$\frac{d i_0}{d\bar{V}_\Omega} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{df(x)}{dx}\frac{dx}{d\bar{V}_\Omega} d\Omega t =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} S_x \cos \Omega t \, d\Omega t = \frac{1}{2} S_1$$

$$\frac{d i_1}{d\bar{V}_\Omega} = \frac{d}{d\bar{V}_\Omega}\left[\frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} f(x) \cos \Omega t \, . \, d\Omega t\right] =$$

$$= \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} S_x \cos^2 \Omega t \, d\Omega t = S_0 + \frac{1}{2} S_2$$

$$\frac{d i_n}{d\bar{V}_\Omega} = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}\frac{df(x)}{dx}\frac{dx}{d\bar{V}_\Omega} \cos n\Omega t \, . \, d\Omega t =$$

$$= \frac{1}{2}[S_{n-1} + S_{n+1}] \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

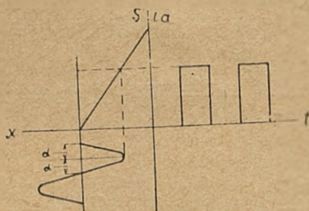
Przy zmianie napięcia $\bar{V}_\Omega$, będą się zmieniać, jak wynika ze wzorów 6, prądy i_0, i_n, czyli $i_0 = f(\bar{V}_\Omega)$ oraz $i_n = f(\bar{V}_\Omega)$.

Pierwszą z tych zależności możemy określić jako charakterystykę statyczną detekcji, prostolinijność jej świadczy o tem, że prąd akustyczny płynący w obwodzie anodowym detektora, jest wiernym odtworzeniem obwiedni napięcia modulowanego przychodzącego na siatkę.

Prostolinijność charakterystyk $i_0 = f(V_\Omega)$ zapewnia, że obwiednie prądów i_n są takie same, jak i obwiednia V_Ω. Ma to znaczenie dla małych $k = \frac{\Omega}{w_{max}}$, może się bowiem zdarzyć, że przy zniekształconej obwiedni prądu i_n, jego dolne pasmo modulacji, trafi w pasmo akustyczne 300 — 2700 c. Modulując zatem nadajnik, jedną częstotliwością akustyczną, w odbiorniku będziemy słyszeli dwie częstotliwości naraz. Przy detekcji modulacji jednowstęgowej, powstawanie szkodliwych częstotliwości w detektorze łatwiej jest ująć, rozpatrując detektor jako modulator z tą różnicą, że pulsacja modulująca Ω_1 jest bliska Ω. Zatem interesować nas będzie teraz przebieg charakterystyk $i_0 = f(V_{so})$ względnie $i_n = f(V_{so})$ przy $V_\Omega = \text{const}$. Charakterystyka $i_0 = f(V_{so})$ będzie świadczyć o kształcie prądu częstotliwości $2\pi\Omega_1$, charak. $i_n = f(V_{so})$ o powstawaniu tonów kombinowanych częstotliwości $2\pi(m\Omega \pm n\Omega_1)$, gdzie m i n oznaczają rząd harmonicznych. Jeśli

$|2\pi(m\Omega - n\Omega_1)| = \delta$, przyczem δ jest dowolną częstotliwością zawartą w pasmie 300÷2 700, to przy detekcji będą się tworzyć tony, nie mające żadnego związku z pierwotną częstotliwością modulującą [z wyjątkiem tonu $2\pi(\Omega - \Omega_1)$].

Aby uniknąć powstawania tych tonów i mieć jednocześnie prawidłową detekcję, należy odpowiednio dobrać warunki pracy detektora. Jeśli charakterystyka statyczna lampy jest linją prostą jak na rys. 16, to początkowy punkt pracy należy obrać w punkcie ,,*a*''.

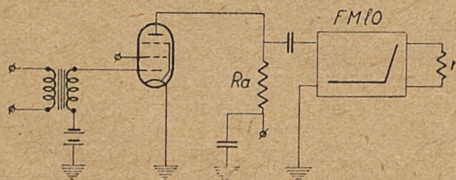


RYS. 16.

Wtedy przy zmianie $\overline{V}_\Omega$, kąt rozwarcia ,,α'' jest stale równy $\pi/2$[3]), zatem przebieg $S = f(\Omega t)$ nie zależy od V_Ω czyli $S_n \neq f(V_\Omega)$, co świadczy o tem (wzory 10), że odpowiednie charakterystyki $i_0 = f(V_\Omega)$, względnie $i_n = f(V_\Omega)$ będą liniami prostymi.

Wybór początkowego punktu pracy w punkcie ,,*a*'' można uzasadnić również rozpatrując przebieg charakterystyk $i_n = f(V_{so})$, zapomocą przebiegu odpowiednich pochodnych $S_n = f(V_{so})$. Rzeczywista charakterystyka lampy nigdy niema przebiegu podanego na rysunku, posiada zawsze dolne zakrzywienie, jednak i wtedy można dobrać początkowy potencjał siatki tak, aby najbardziej interesujące praktycznie charakter. $i_0 = f(V_\Omega)$, oraz $i_1 = f(V_\Omega)$ w pewnym zakresie były liniami prostymi.

Oczywiście głębokość modulacji musi być taka, aby praca odbywała się na prostolinijnej części charakterystyki detekcji. Układ detektora podany jest na rys. 17.



RYS. 17.

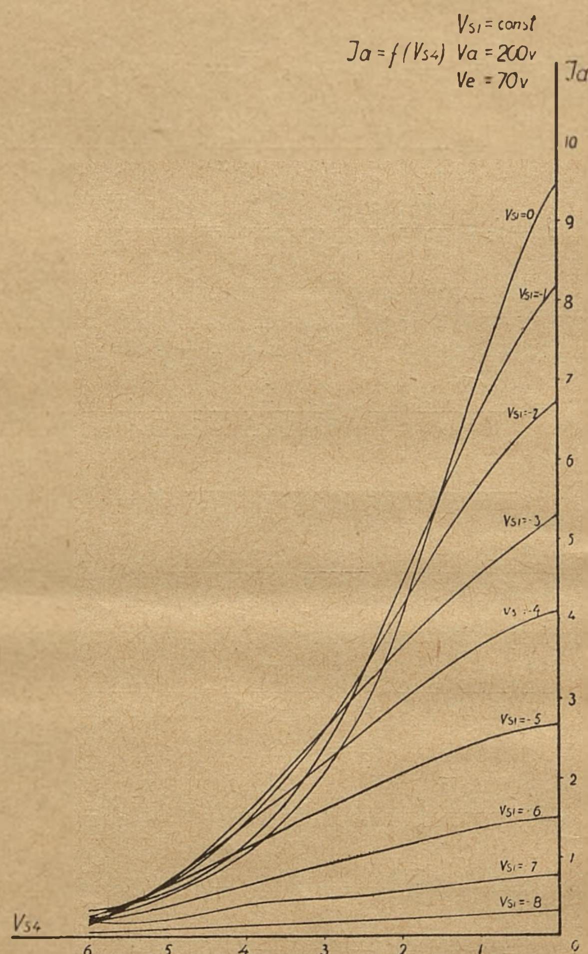
Filtr międzylampowy odbiornika *FMlO* pracuje między oporami *R* i *r* (opór wewnętrzny lampy $\rho_a \gg R$), natomiast lampa pracuje na opór zespolony $\dfrac{1}{\dfrac{1}{R} + \dfrac{1}{\hat{Z}}}$, gdzie $\hat{Z}$ jest oporem wejściowem filtru.

[3]) Warunek α = const. wydaje się być podstawowym warunkiem prawidłowej detekcji, bowiem przy normalnej detekcji kenotronowej, z punktu pracy zależnym od amplitudy przychodzącego napięcia, niezniekształconą detekcję mamy tylko wtedy, cos α = const. Patrz Telefunken Zeitung August 1933 r. str. 30 — 45 Über die Wirkungsweise der Diodengleichrichtung. R. Urtel.

Zakres przepuszczania filtru *FMlO* jest od 0 względnie 300 *c* do 2 700 *c*, jego wymagane tłumienie w paśmie nieprzepuszczanym możemy wyznaczyć, wiedząc jakie niepotrzebne częstotliwości powstają przy detekcji i jak duże są ich amplitudy w porównaniu z amplitudą napięcia akustycznego.

III. Lampy wielosiatkowe typu oktod.

Na rys. 18 i 19 podany jest przebieg charakterystyk $I_a = f(V_{s4})$ oraz $I_a = f(V_a)$, przy sta-



RYS. 18.

łych początkowych potencjałach pozostałych elektrod, oktody *AK*1 Philips'a. Interesuje nas zależność prądu anodowego od potencjałów siatek pierwszej i czwartej $i_a = f(V_{s1}, V_{s4})$.

Zazwyczaj $V_{s1} = V_{s1}' + V_\Omega \cos \Omega t$ zatem $i_a = f(V_{s4}, V_{s1}' + V_\Omega \cos \Omega t)$.

Rozkładając prąd anodowy na szereg Fourier'a mamy

$$i_a = i_0 + i_1 \cos \Omega t + i_2 \cos 2\Omega t + \ldots + i_n \cos n\Omega t$$

Rozpatrzmy pochodną $\dfrac{\partial i_a}{\partial V_{s4}}$ którą oznaczmy jako S_4. Ponieważ $S_4 = \dfrac{\partial}{\partial V_{s4}} f(V_{s1} V_{s4})$ zatym $S_4 =$

$$= f(\Omega t) \text{ jeśli } V_{s1} = \varphi(\Omega t).$$

$$\frac{\partial i a}{\partial V_{s4}} = \frac{\partial}{\partial V_{s4}} (i_0 + i_1 \cos \Omega t + \ldots +$$

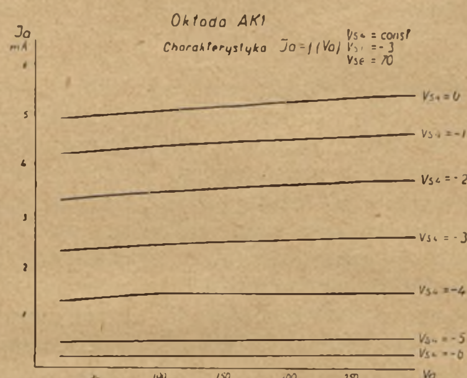
$$+ i_n \cos n \Omega t) = S_4$$

$$\frac{\partial i o}{\partial V_{s4}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial V_{s4}} f(V_{s1}' +$$

$$+ V_\Omega \cos \Omega t, V_{s4}) \, d\Omega t = S_{40}$$

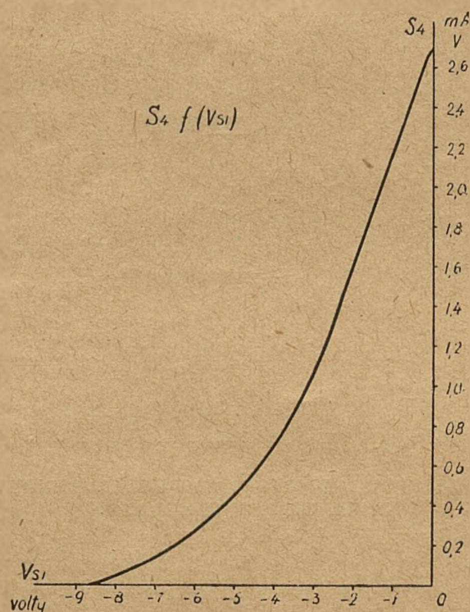
$$\frac{\partial i_n}{\partial V_{s4}} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{\partial}{\partial V_{s4}} f(V_{s4}' +$$

$$+ V_\Omega \cos \Omega t, V_{s4}) \cos n \Omega t \, d\Omega t = S_{4n}.$$



RYS. 19.

Mając podany przebieg $S_4 = f(V_{s1})$ możemy jak zwykle wyznaczyć przebieg $S_4 = f(\Omega t)$ wykreślnie, oraz określić spółczynniki S_{4n}, rozkładając przebieg $S_4 = f(\Omega t)$ na szereg Fourier'a. Jeśli charakterystyki $S_4 = f(V_{s1})$ nie będą zależały od V_{s4}, oznacza to prostolinijność charakterystyk $I_a = f(V_{s4})$ dla różnych V_{s1}, to wtedy odpowiednie $S_{4n} = \text{const}$, a zatem charakterystyki



RYS. 20.

$i_n = f(V_{s4})$ będą linjami prostymi. Jak widać z charakterystyk statycznych aktody rys. 18 warunki te w pewnym zakresie potencjałów V_{s4}, można spełnić z dostatecznie dużym przybliżeniem. Reasumując, możemy powiedzieć, że jedynym warunkiem prostolinijności charakterystyk $i_n = f(V_{s4})$ jest prostolinijność charakterystyk $I_a = f(V_{s4})$ dla różnych V_{s1}.

Amplituda V_Ω oraz początkowy punkt pracy V_{s1} mają wpływ tylko na wielkość nachyleń S_{4n}, oraz na powstawanie częstotliwości $\frac{n\Omega}{2\pi}$.

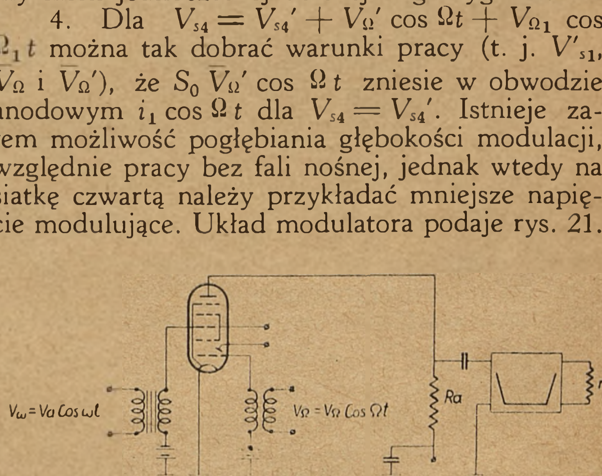
Można zatem wyciągnąć następujące wnioski. Jeśli mamy na siatkę pierwszą przyłożone napięcie $V_{s1}^1 + V_\Omega \cos \Omega t$ to:

1. Można mieć modulację bez harmonicznych częstotliwości modulującej, warunek jaki należy spełnić — $S_4 = \text{const} \neq f(V_{s4})$ dla różnych V_{s1}.

2. Można mieć modulację, bez modulowanych harmonicznych fali nośnej $\left(\frac{n\Omega}{2\pi}\right)$, warunek jaki należy spełnić $S_4 = f(V_{s1})$ musi być linją prostą. (Wtedy, bowiem, pozostają tylko spółczynniki S_{40} i S_{41}). Na rys. 20 podany jest przebieg $S_4 = f(V_{s1})$ dla oktody *AK*1, widzimy, że w pewnym zakresie $S_4 = f(V_{s1})$ jest linją prostą.

3. Przy $S_4 = \text{const.} \neq f(V_{s4})$, dla $V_{s4} = V_{s40} + V_{\Omega 1} \cos \Omega_1 t + V_{\Omega 2} \cos \Omega_2 t$ nie powstaną częstotliwości $\frac{1}{2\pi} \cdot (\Omega_1 \pm \Omega_2)$, jeśli dodatkowo $S_4 = f(V_{s1})$ będzie linją prostą, to nie powstaną częstotliwości $\frac{1}{2\pi}(n\Omega \pm \Omega_1)$ oraz $(n\Omega \pm \Omega_2) \cdot \frac{1}{2\pi}$ dla $n \geqslant 2$. Brak częstotliwości $(\Omega_1 \pm \Omega_2) \cdot \frac{1}{2\pi}$ ma wybitne znaczenie przy detekcji, wtedy, kiedy jest przenoszone jedno pasmo bez fali nośnej, oznacza bowiem zupełny brak tonów kombinowanych. Pozatem przy superheterodynowaniu modulowanego sygnału nie będziemy mieli jednoczesnej detekcji tego sygnału.

4. Dla $V_{s4} = V_{s4}' + V_\Omega' \cos \Omega t + V_{\Omega 1} \cos \Omega_1 t$ można tak dobrać warunki pracy (t. j. V'_{s1}, V_Ω i V_Ω'), że $S_0 V_\Omega' \cos \Omega t$ zniesie w obwodzie anodowym $i_1 \cos \Omega t$ dla $V_{s4} = V_{s4}'$. Istnieje zatem możliwość pogłębiania głębokości modulacji, względnie pracy bez fali nośnej, jednak wtedy na siatkę czwartą należy przykładać mniejsze napięcie modulujące. Układ modulatora podaje rys. 21.



RYS. 21.

Wielkość oporu *R* możemy określić z charakterystyk rys. 22 pamiętając o tem, że lampa pra-

cuje na opór $\frac{1}{\frac{1}{\hat{Z}}+\frac{1}{R}}$ gdzie $\hat{Z}$ jest oporem wejściowym filtru *FMlN*. Mając pomierzone prądy i_n dla $V_{s4} = V_{s4}'$, oraz znając wielkość odpowiednich S_n możemy określić jaki jest żądany przebieg tłumienia *FMlN*, pracującego między oporami R_a i r.

Nachylenia S_n muszą być znane, ponieważ pozwalają określić amplitudę prądu akustycznego jak $S_0 \bar{V}_\omega$, oraz boczne wstęgi modulacji odpowiednich harmonicznych jako $\frac{1}{2} S_n \bar{V}_\omega$ dla $n \gg 1$.

Układ detektora będzie zupełnie podobny do układu modulatora.

IV. Wnioski.

Należy stwierdzić, że możliwa jest nie zniekształcona modulacja, względnie detekcja dla małych $K = \Omega/\omega$ max., przyczem do celów modulacji, i detekcji wtedy, gdy fala nośna nie jest przenoszona, bardziej odpowiednie są układy z lampami typu oktod.

DŁAWIKI.

Inż. M. MAZUR.

I. Wymagania techniczne.

Przedmiotem niniejszego artykułu są dławiki ze rdzeniem żelaznym pracujące w obwodzie prądu tętniącego o niskiej częstotliwości składowej zmiennej (do 100 Hz). Poza dławikami do celów specjalnych (np. do telegrafii) są to dławiki używane głównie do filtrów zasilaczy sieciowych. Jak wiadomo, jakość tych filtrów wynika z właściwości kondensatorów i dławików użytych do ich budowy, przy czym kondensatory powinny przedstawiać możliwie duży opór dla prądu stałego, a zarazem możliwie mały dla prądu zmiennego; dławiki zaś naodwrót — mały opór dla prądu stałego a duży dla zmiennego. Wymagania te prowadzą do stosowania kondensatorów elektrolitycznych o dużej pojemności przy możliwie małym prądzie upływu, oraz dławików o dużej indukcyjności przy małym oporze omowym. Pozostawiając na uboczu sprawę kondensatorów zajmiemy się bliżej wymaganiami stawianymi dławikom.

Indukcyjność dławików z rdzeniem żelaznym wyraża się wzorem:

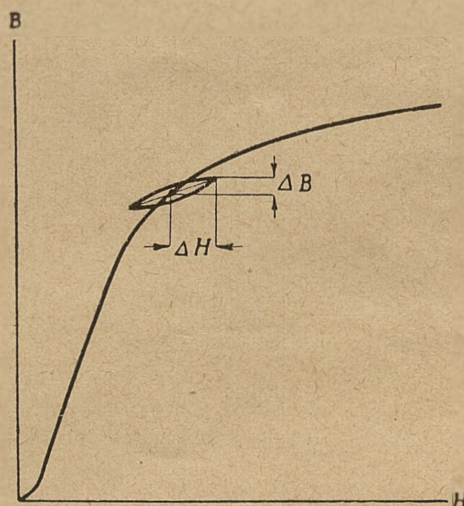
$$L = \frac{0{,}4\,\pi\,n^2 s}{\frac{l}{\Delta\mu} + a} \cdot 10^{-8} \text{ henrów} \quad . \quad . \quad (1)$$

w którym: n — ilość zwojów,
s — przekrój rdzenia w cm²,
l — średnia długość drogi strumienia magnetycznego w cm,
$\Delta\mu$ — dynamiczna przenikalność magnetyczna żelaza,
a — długość szczeliny powietrznej w cm.

Jak wynika z powyższego wzoru, indukcyjność dławika jest uwarunkowana wymiarami rdzenia, jakością użytego żelaza oraz ilością zwojów. Zwiększenie indukcyjności można uzyskać przez stosowanie żelaza o lepszej przenikalności, wykonywanie rdzenia o większym przekroju oraz nawinięcie odpowiednio dużej ilości zwojów. Wykorzystanie któregokolwiek z tych środków jest związane z podrożeniem kosztów produkcji dławików. Oprócz indukcyjności na cenę dławików wpływają również: wielkość składowej stałej prądu tętniącego oraz wymagania dotyczące oporu omowego uzwojenia; im większy bowiem ma być przekrój drutu uzwojenia, tym większa potrzebna jest ilość użytej miedzi i żelaza, a więc tym wyższa wypada cena dławika.

Wymagania stawiane dławikom mogą obejmować: 1⁰ indukcyjność w punkcie pracy, 2⁰ przebieg charakterystyki, 3⁰ opór omowy i 4⁰ wymiary zewnętrzne. Dławik, spełniający żądane warunki, może być wykonany w wielu rozwiązaniach. Najtańsze rozwiązanie trudno jest z góry przewidzieć, głównie z powodu obecności czynnika $\Delta\mu$, nie dającego się wyrazić prostą zależnością matematyczną. Rynkowe typy dławików są opracowane eksperymentalnie, zresztą z reguły nie odpowiadają swoim danym katalogowym.

Indukcyjność w punkcie pracy. Należy przede wszystkim zaznaczyć, że indukcyjność



RYS. 1. INTERPRETACJA GEOMETRYCZNA DYNAMICZNEJ PRZENIKLIWOŚCI ŻELAZA.

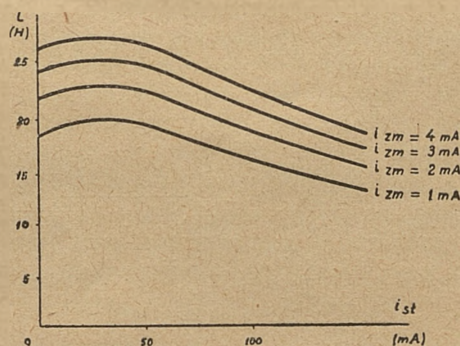
dławików nie jest dostatecznie określona przez jego dane wykonawcze (t. zn. wymiary rdzenia, wielkość szczeliny powietrznej, rodzaj żelaza, ilość zwojów). Wynika to stąd, że do wzoru na

indukcyjność dławików wchodzi t. zw. dynamiczna przenikalność magnetyczna $\Delta\mu$. Dynamiczna przenikalność magnetyczna jest określona przez nachylenie pętli histerezy, wywołanej przez składową zmienną prądu tętniącego i opisanej dokoła punktu krzywej magnesowania, wyznaczonego przez wielkość składowej stałej, i wyraża się wzorem:

$$\mu\Delta = \frac{\Delta B}{\Delta H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

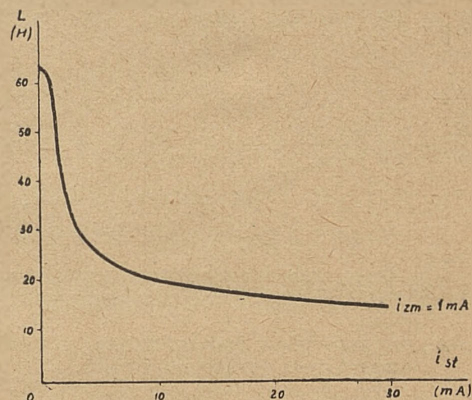
w którym ΔB jest to zmiana indukcji magnetycznej, odpowiadająca zmianie ΔH natężenia pola magnetycznego (rys. 1). Wynika stąd, że indukcyjność gotowego dławika jest jednoznacznie określona dopiero przez określenie obu składowych prądu tętniącego, przy którym dławik ma pracować. W innych warunkach pracy, t. zn. przy prądzie tętniącym o innych składowych, indukcyjność tego samego dławika będzie naogół inna.

Przebieg charakterystyk. Często obok indukcyjności dławika w punkcie pracy jest również ważny przebieg jego charakterystyk, czyli krzywych indukcyjności w zależności od składowych prądu tętniącego. Z reguły wymagane są w tych wypadkach płaskie krzywe indukcyjności w celu uniknięcia zakłóceń w obwodach o zmiennym obciążeniu. Główny wpływ na indukcyjność ma oczywiście składowa stała jako znacznie (zwykle kilkadziesiąt razy) większa od składowej zmiennej. Dlatego też przy wykreślaniu charakterystyk za zmienną niezależną obiera się zwykle wielkość składowej stałej, podczas gdy wielkość składowej zmiennej jest parametrem. Wykreślnie więc indukcyjność dławika w funkcji składowych prądu tętniącego przedstawia się w postaci rodziny krzywych, rys. 2. Początkowy wzrost indukcyjności jest wywołany dolnym zakrzywieniem krzywej magnesowania. Dla gatunków żelaza, w których to zakrzywienie nie jest widoczne, przebieg indukcyjności przedstawia się jak na rys. 3.



RYS. 2. TYPOWY PRZEBIEG CHARAKTERYSTYK DŁAWIKÓW.

Określanie dławika zapomocą jego charakterystyk, zamiast indukcyjności jednego tylko punktu, jest bardziej racjonalne, i jeżeli nie przyjęło się dotychczas, jak to ma miejsce np. w dziedzinie lamp elektronowych, to prawdopodobnie dlatego, że od dławika nie wymaga się naogół wielkiej dokładności. Jest normalnym zjawiskiem, zwłaszcza w praktyce radioamatorskiej, że dławiki mają w punkcie pracy zaledwie czwartą lub piątą[1]) część swojej indukcyjności nominalnej, bez wyraźnej szkody dla należytego działania zasilacza. Niewątpliwie dużą rolę odgrywa tu dobieranie dławików o indukcyjności większej niż potrzeba, ,,na zapas''. Z drugiej strony wpływa na to brak prostych metod pomiarowych. Ostre wymagania, stawiane przez Państwowy Instytut Telekomunikacyjny przy wykonywaniu urządzeń zasilanych z sieci, wywołały konieczność opracowania metody o charakterze uniwersalnym. Metoda ta będzie omówiona w rozdziale traktującym o pomiarach indukcyjności dławików.



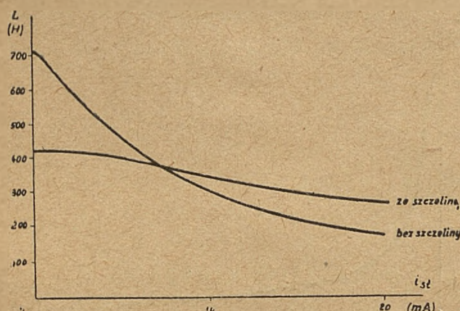
RYS. 3. PRZYKŁAD CHARAKTERYSTYKI BEZ POCZĄTKOWEGO WZROSTU INDUKCYJNOŚCI.

Opór omowy. Często opór omowy uzwojenia dławika nie jest zadany, a średnica drutu jest wtedy podyktowana przez wielkość składowej stałej ze względu na nagrzewanie się użytego drutu. W wypadkach jednak, gdy jest zastrzeżony największy dopuszczalny spadek napięcia na filtrze, wymagany jest odpowiednio mały opór omowy dławika. Ponieważ warunek ten może się okazać dalej idącym, niż nagrzewanie się, więc średnicę drutu dobiera się w zależności od tego, który wzgląd przeważa.

Rola szczeliny powietrznej. Wymagania stawiane dławikom nie obejmują wprawdzie szczeliny powietrznej, wymaga ona jednak osobnego omówienia, jako jeden z najważniejszych szczegółów wykonawczych. Nieodpowiednio dobrana szczelina jest najczęściej przyczyną marnotrawstwa materiału i niezbyt udatnych przebiegów charakterystyk. Zgodnie ze wzorem (1) wpływ szczeliny objawia się w ten sposób, że, jak widać z rys. 4, dla mniejszych obciążeń indukcyjność dławika ze szczeliną jest mniejsza niż indukcyjność dławika bez szczeliny, dla większych natomiast, co jest szczególnie ważne,—jest większa; ponadto, dzięki szczelinie uzyskuje się znaczne spłaszczenie charakterystyk. Obecność szczeliny przynosi więc podwójną korzyść, zbytnie

[1]) Jest szczegółem charakterystycznym, że jedna z firm produkuje dławiki o indukcyjności nominalnej 2,5 *H*, których indukcyjność w punkcie pracy wynosi około 0,1 *H*, czyli zaledwie 4%.

jednak powiększanie szczeliny po przekroczeniu pewnego optimum jest bezcelowe, ponieważ na spłaszczeniu krzywej zyskuje się już stosunkowo niewiele, indukcyjność natomiast gwałtownie spada. Wpływ szczeliny objaśnia się przesunięciem zagięcia krzywej magnesowania w kierunku wyższych amperozwojów. Wykorzystanie praktyczne wpływu szczeliny powietrznej jest dość trudne, jeżeli się nie dysponuje odpowiednim układem pomiarowym.

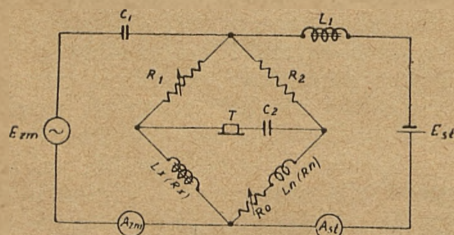


RYS. 4. WPŁYW SZCZELINY POWIETRZNEJ NA PRZEBIEG CHARAKTERYSTYKI DŁAWIKA.

II. Metody pomiarowe.

Wymagania ogólne. Dowolna metoda zastosowana do pomiarów indukcyjności dławików powinna umożliwiać pomiar 1^0 prądem zmiennym o niskiej częstotliwości (do 100 *Hz*), 2^0 przy prądzie stałym o stosunkowo dużym natężeniu (przynajmniej do 0,5 A), 3^0 z możliwością niezależnej regulacji obu tych prądów w szerokich granicach, 4^0 z dostateczną dokładnością i szybkością. Wymagania powyższe przesądzają sprawę przydatności poszczególnych metod pomiarowych.

Metoda mostkowa. Ze względu na pierwsze trzy warunki metoda mostkowa najmniej się nadaje do pomiaru indukcyjności dławików, ponieważ jednak oddaje ona usługi w niektórych wypadkach, omówimy dla całokształtu rozważań jeden z możliwych układów. Na rys. 5 jest przedstawiony zwykły mostek Maxwell'a, w którym równolegle do źródła prądu zmiennego włączono źródło prądu stałego. Kondensatory C_1



RYS. 5. UKŁAD DO POMIARÓW INDUKCYJNOŚCI DŁAWIKÓW METODĄ MOSTKOWĄ.

i C_2 odcinają dopływ prądu stałego od źródła prądu zmiennego i słuchawki, dławik L_1 zmniejsza składową zmienną prądu płynącą przez źródło prądu stałego. Znane równania równowagi tego mostka zachowują swoją ważność:

$$L_x = L_n \cdot \frac{R_1}{R_2}\ ;\ R_x = (R_n + R_0) \cdot \frac{R_1}{R_2}\ ; \quad .(3)$$

Przy wykonywaniu równowagi na słuch mostek nie nadaje się do pomiarów przy częstotliwości niższej niż 300 Hz, ponieważ stan równowagi staje się mniej ostry[2]). Również pomiary indukcyjności dużych są ograniczone przez to, że w tym wypadku indukcyjność porównawcza L_n musiałaby być najczęściej znacznie mniejsza niż indukcyjność mierzona L_x, wskutek czego płynący przez nią prąd stały, rozdzielający się odwrotnie proporcjonalnie do wielkości oporów rozgałęzień mostka, byłby dość duży i mógłby ją uszkodzić. Niezależnie od tego, dopuszczalna wielkość prądu stałego płynącego w gałęziach mostka jest ograniczona przez wytrzymałość oporników R_1, R_2 i R_0. Z tych względów omawiany układ może być stosowany tylko do pomiarów małych indukcyjności przy niewielkiej składowej stałej. Naogół w układach mostkowych, stosowanych do pomiaru indukcyjności dławików, trudne jest wprowadzenie określonej składowej stałej do gałęzi mostka, zawierającej mierzony dławik, w sposób nie powodujący błędów pomiaru.

Uwaga dotycząca pomiarów przy niskich częstotliwościach.

Przed przystąpieniem do omawiania innych metod pomiarowych należy zauważyć, że przeprowadzanie pomiarów przy niskich częstotliwościach jest źródłem pewnego uproszczenia. Jak wiadomo, składowa rzeczywista R_x oporu pozornego dławika $\bar{Z} = R_x + j\omega L_x$ jest wynikiem oporu omowego uzwojenia oraz oporu strat na histerezę i prądy wirowe. Opierając się na danych praktycznych można przyjąć, że opór strat przeciętnej cewki wykonanej na rdzeniu żelaznym jest, przy niskich częstotliwościach, rzędu 100 Ω/H, wobec czego przy częstotliwości np. 50 Hz opór pozorny dławika o indukcyjności 1 henr wynosi, z pominięciem nieznacznego oporu omowego uzwojeń, około $\sqrt{314^2 + 100^2} = 330\ \Omega$. Błąd popełniony przez utożsamienie oporu pozornego z indukcyjnym wynosi zatem

$$\frac{330 - 314}{330} \cdot 100 = 4{,}8\%.$$

Zważywszy, że jest to błąd stosunkowo nieduży i prawie niezmienny dla danego dławika, można się ograniczyć do metod pozwalających mierzyć opór pozorny dławika zamiast indukcyjnego.

[2]) Wykrywanie równowagi na słuch przy niskich częstotliwościach jest możliwe przy użyciu dodatkowego urządzenia przetwarzającego częstotliwość nieakustyczną na akustyczną (np. przy pomocy modulatora prostownikowego opracowanego w P. I. T. przez inż. W. Nowickiego).

(d. c. n.)

Redaktor: **inż. Henryk Pomirski.** Wydawca: **Stowarzyszenie Teletechników Polskich.**

Drukarnia Techniczna, Sp. Akc., Warszawa, ul. Czackiego 3—5.